M. Kuperus

Hoofdstuk IV IJle Materie

IV, 1. Inleiding

Naast de sterren en de planeten waarin de materie in compacte lichamen is geconcentreerd bestaat het melkwegstelsel uit een mengsel van stofkorrels, moleculen, atomen, ionen, straling (fotonen) en kosmische straling in zulke geringe concentraties dat de interacties tussen de diverse componenten van dit mengsel van een geheel andere aard zijn dan zoals die optreden in het inwendige en de atmosferen van sterren en planeten. Het medium is hierbij vergeleken bijzonder ijl.

We zullen ons hier voornamelijk bezighouden met de interstellaire materie. Dit is het ijle medium dat zich tussen de sterren van ons melkwegstelsel bevindt. Voor de meeste extragalactische sterstelsels geldt dat ook daar de sterren zijn ingebed in een ijl mengsel van gas en stof (zie ook hoofdstuk V).

De buitenste lagen van de meeste sterren gaan geleidelijk over in een ijl omhulsel, de corona genoemd. Eigenlijk is alleen een grondige studie gemaakt van de corona van de zon. De huidige waarnemingsmethoden stellen ons nog niet in staat veel zinnigs over stercorona's te weten te komen. Zonder een gedegen en steeds weer vernieuwde studie van de uiterst gecompliceerde fysische processen in de zonnecorona zal het niet goed mogelijk zijn huidige en toekomstige waarnemingen zinvol te interpreteren. Dit geldt trouwens niet alleen voor de corona's van sterren maar voor steratmosferen in het algemeen.

Het is dus noodzakelijk om de meeste aandacht te besteden aan de fysica van de zonnecorona, zoals het ook noodzakelijk is bij een studie van de interstellaire materie de meeste aandacht te besteden aan de galactische interstellaire materie.

Het interstellaire medium, hoewel ijl, is geenszins vormloos. Het blijkt duidelijk daar het sterkst geconcentreerd te zijn waar ook de sterren in grotere hoeveelheden voorkomen.

Er bestaat een nauw verband tussen de sterren die zich uit het interstellaire medium vormen en de ijle interstellaire materie die op zijn beurt weer wordt aangevuld door stermaterie.

Dit aanvullen gebeurt door massaverlies van sterren. Zoals bijvoorbeeld door sterrewind. Dit proces van hydrodynamische expansie

van de buitenste lagen van een ster is zeer goed bestudeerd bij de zon. Hier heet het zonnewind. De zonnewind is een dynamische verbinding tussen de corona en het interstellaire medium. Deze band loopt via het interplanetaire medium waarin onze aarde zich bevindt.

Zowel de interstellaire materie als de interplanetaire materie bestaan uit stof en gas. Het gas kan geïoniseerd zijn of neutraal. Het geïoniseerde gas is in het algemeen heet ($T_e \gtrsim 10000$ K) en het neutrale gas koel ($T_e \sim 100$ K). Het grootste gedeelte van het interstellaire gas bestaat uit waterstof. De neutrale waterstofgebieden worden meestal HI gebieden genoemd. De geïoniseerde waterstofgebieden worden HII gebieden genoemd. Men had ze beter H en H^+ gebieden kunnen noemen. Wij zullen ze voortaan H en H^+ gebieden noemen. Naast waterstof vindt men vele andere atomen, ionen en moleculen.

Interstellair stof is diffuus verspreid over het gehele melkwegstelsel zoals uit de verzwakking van het sterlicht kan worden afgeleid. Toch treedt een duidelijke concentratie naar het welkwegvlak toe op. Daarnaast zien we zeer opvallende donkere wolken en reflectienevels. Interplanetair stof is het duidelijkst herkenbaar aan het zodiakale licht.

Het interstellaire gas is herkenbaar aan scherpe absorptielijnen in de spectra van een aantal sterren. Hierdoor is het mogelijk de chemische samenstelling te bepalen. Het meest abondant is natuurlijk neutrale waterstof. Het is vooral te danken aan het radioastronomische onderzoek met behulp van de 21 cm lijn van waterstof dat men de struktuur (spiraalstruktuur) van het interstellaire gas heeft kunnen bepalen.

Reeds geruime tijd was het bekend dat sommige interstellaire absorptielijnen werden veroorzaakt door moleculen. De laatste jaren is vooral door waarnemingen in het radiogebied en in het infrarood een groot aantal soms tamelijk gecompliceerde moleculen gevonden. De vorming van deze moleculen en de omstandigheden waaronder ze zich kunnen vormen zijn een fascinerend gebied van de astrofysica.

Een kleine fractie van de interstellaire materie en de corona's van zon en sterren zijn volledig of bijna volledig geïoniseerd. De fysische processen die zich in een geïoniseerd gas, een zogenoemd plasma kunnen voordoen zijn geheel verschillend van die in neutrale gassen. Het instandhouden van hete plasma's in een magnetisch veld rond betrekkelijk koele sterren vereist een uitvoerige bestudering van de voortplanting en dissipatie van golven in deze plasma's. Niet alleen rond de zon en andere laat type sterren bevinden zich volledig geïoniseerde ijle atmosferen. Ook rond vele zeer hete (vroeg type) sterren strekken zich uitgebreide geïoniseerde waterstofwolken uit. Dit zijn

de zogenoemde H^+ gebieden. De ionisatie wordt hier door sterlicht zelf veroorzaakt, terwijl het bij stercorona's typisch niet thermische processen zijn die de ionisatie bewerkstelligen. Tot de lichtende gasnevels behoren de planetaire nevels en de supernova resten, beide hete gaswolken die eens door een ster zijn uitgeworpen.

De supernova is een explosief phenomeen waarbij zeer veel hoogenergetische deeltjes worden gevormd. Men gelooft dat supernova-explosies de belangrijkste bron zijn voor de zogenoemde kosmische straling, een isotrope straling bestaande uit geladen deeltjes zoals protonen en α-deeltjes.

Zoals de interstellaire materie het ijle medium is dat zich tussen de sterren van een sterstelsel bevindt, zo is het intergalactische gas het zeer ijle gas tussen de diverse sterstelsels. Over dit geïoniseerde gas is nog zeer weinig bekend. Het is vooral cosmologisch van groot belang te weten hoeveel materie zich tussen de sterstelsels bevindt.

Tenslotte wordt in dit hoofdstuk uitvoerig ingegaan op de wisselwerking tussen sterren en interstellaire ijle materie. Enerzijds ontstaan sterren uit interstellaire wolken door gravitationele contractie. Maar aan de andere kant blijken vroeg type sterren expanderende interstellaire wolken te kunnen vormen, terwijl planetaire nevels en supernova-resten eveneens duidelijk van stellaire oorsprong zijn. Het interstellaire gas wordt dus voortdurend aangevuld.

IV, 2. Stof

De aanwezigheid van stof in de interstellaire ruimte blijkt uit de absorptie van het licht van achter het stof gelegen sterren. Duidelijk waarneembaar is het stof in donkere wolken (Paardekopnevel), die zich scherp aftekenen tegen de er achter liggende heldere sterren of nevels en in reflektienevels: dit zijn stofnevels die het licht van nabij gelegen sterren verstrooien (Plejaden).

De verstrooiing van het sterlicht aan kleine stofdeeltjes manifesteert zich op drie manieren.

Ten eerste wordt het licht verzwakt (extinctie) door absorptie en verstrooiing.

Ten tweede wordt het licht verkleurd (roodverkleuring) omdat de verstrooiing golflengte-afhankelijk is en ten derde treedt polarisatie op, omdat de verstrooiende deeltjes kennelijk niet willekeurig georiënteerd zijn.

De theorie voor de verstrooiing en absorptie van licht aan dielectrische (niet volledig reflecterende) deeltjes is tamelijk inge-

wikkeld. Het is duidelijk dat de verhouding tussen de afmetingen van het deeltje (a) en de golflengte (λ) een zeer grote rol speelt. Ook moet men een betrouwbare statistische verdeling van de afmetingen van de deeltjes hebben om waargenomen extinctiekrommen te kunnen vergelijken met theoretisch bepaalde krommen.

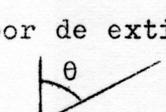
Voor zeer kleine deeltjes ($\frac{a}{\lambda} \ll 1$) geldt dat de verstrooiing (γ) evenredig is met a^6/λ^4 . Het blauwe licht wordt het sterkste verstrooid en dus treedt roodverkleuring op.

Ook voor middelmatig grote deeltjes waarvoor $\lambda \approx a$ geldt nog een golflengte-afhankelijke verzwakking van het sterlicht. Bij benadering geldt dan dat de extinctie $\gamma \sim \lambda^{-1} - \lambda^{-2}$. Voor zeer grote deeltjes ($a \gg \lambda$) is de extinctie onafhankelijk van de golflengte en is de verzwakking evenredig met het effectieve oppervlak van het deeltje ($\gamma \sim a^2$).

IV.2.1. Extinctie

De vormen van interstellaire wolken zijn zeer onregelmatig. De absorptie door stof, de z.g. interstellaire extinctie, is dan ook van plaats tot plaats zeer verschillend. Gemiddeld bedraagt de visuele extinctie in het melkwegvlak ~ 0,3 magnitude/kiloparsec in de omgeving van de zon. Het interstellaire stof is sterk naar het melkwegvlak geconcentreerd. Het blijkt dat men in een gordel van ongeveer 10° rondom de galaktische equator geen extragalaktische sterstelsels meer kan waarnemen (Hubble's "zone of avoidance").
Uit tellingen van sterstelsels vindt men voor de extinctie

$$\gamma(b) \approx 0{,}35 \text{ cosec } b \text{ magn/kpc}$$

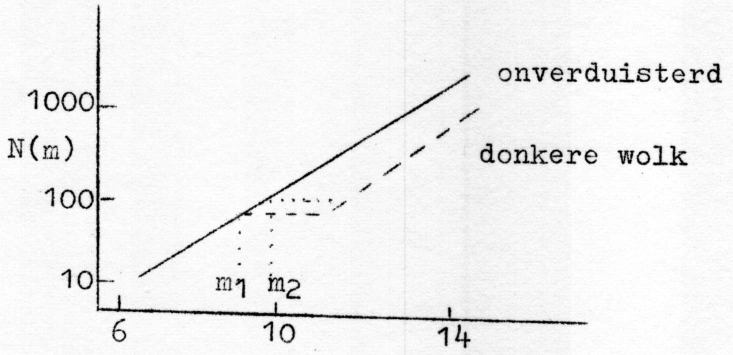


waarbij b de galaktische breedte is (zie ook aardse extinctie).

Het stof vormt in feite een schijf met een dikte van ongeveer 300 pc, vrijwel gelijk aan de verdeling van de galaktische waterstof. In extragalaktische sterstelsels zoals M31, M82 en vele andere ziet men zeer duidelijk de sterke concentratie van stof in de vorm van langgerekte wolken langs spiraalarmen.

Een eenvoudige maar niet erg nauwkeurige methode om de afstand van een donkere wolk te bepalen is de methode van Wolf. Hierbij vergelijkt men het gebied van de wolk met een "onverduisterd" gebied van de hemel in de directe nabijheid. Men telt het aantal sterren per oppervlakte-eenheid en per grootteklasse. Het blijkt dan dat voor heldere sterren het aantal in beide gebieden hetzelfde is, terwijl vanaf een bepaalde magnitude in de donkere wolken er minder voorkomen.

De helderste sterren worden nog niet verduisterd. Kent men de gemiddelde afstand van de sterren van de verschillende grootteklassen, dan kan men zo een schatting maken van de afstand van de wolk (zie figuur).



Sterren helderder dan m_1 bevinden zich voor de wolk en sterren zwakker dan m_2 achter de wolk.
Uit m_1 en m_2 is de afmeting in de gezichtslijn van de wolk te bepalen.

Als een ster met absolute helderheid M zich op een afstand $r = 1/p$ parsec bevindt en zijn licht onderweg een absorptie van γ magn./parsec ondergaat, is zijn schijnbare helderheid m gegeven door

$$m - M = 5 (\log r - 1) + \gamma r \qquad \text{(vergelijk I,2.2.3)}$$

De grootheid $m - M - \gamma r$ heet extinctievrije of gereduceerde afstandsmodulus.

Enkele bekende donkere wolken zijn:
- De donkere nevel in de Stier ($\alpha = 4^h21^m$; $\delta = + 28^\circ$);
- De Paardekopnevel in Orion ($\alpha = 5^h39^m$; $\delta = - 2^\circ 30'$) ten Zuiden van ζ Orionis;
- De donkere nevels bij ρ en θ Ophiuchi ($\alpha = 16^h20^m - 17^h20^m$; $\delta = 24^\circ$);
- De Kolenzaknevel in de buurt van het Zuiderkruis.

De meeste opvallend donkere wolken bevinden zich uiteraard tamelijk dichtbij (120 - 800 pc).
Soms ziet men donkere slurven materiaal (z.g. olifantsslurven) tegen een achtergrond van lichtend materiaal, vaak omgeven door heldere randen. Misschien heeft men hier te doen met een instabiliteitsverschijnsel aan de grens van twee gebieden: het lichtende gas expandeert en drukt het donkere weg.

Tenslotte vindt men heel merkwaardige kleine ronde bolwolken of globulen, zichtbaar tegen een achtergrond van lichtende nevels. Ze hebben waarschijnlijk een middellijn van de orde van 30 000 A.E. en een dichtheid 10^{3-5} x die van normale donkere wolken. Men neemt aan

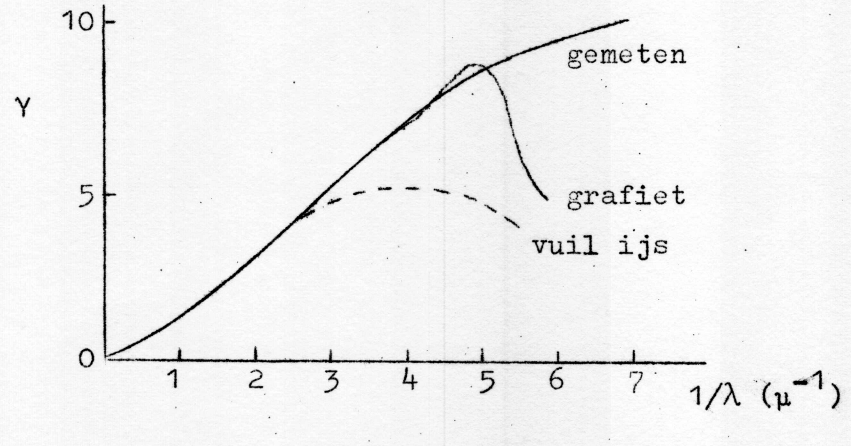
dat globulen een tussenfase zijn in het proces van stervorming uit een interstellaire wolk.

2.2. Roodverkleuring

Zoals we al gezien hebben is de interstellaire extinktie niet voor alle golflengten hetzelfde. Het blauwe licht wordt sterker verzwakt door verstrooiing dan het rode. Het licht van ver verwijderde sterren wordt hierdoor roodachtig verkleurd. Men spreekt van interstellaire roodverkleuring. Als maat hiervoor heeft men een kleurexces ingevoerd. Het kleurexces E_{B-V} is het verschil uitgedrukt in magnituden tussen de kleurindex zoals deze wordt waargenomen (B-V) en die welke verwacht zou worden op grond van het spektrum van de ster $(B-V)_o$:

$$E_{B-V} = (B-V) - (B-V)_o$$

Als men het spektrale type van een ster theoretisch kent, kan men het kleurexces bepalen uit de waarnemingen. Onderstaande figuur toont de extinctie als funktie van $1/\lambda$.



In het zichtbare gedeelte van het spektrum is de extinctie $\gamma \sim \lambda^{-1.2}$ en in het nabije infrarood is $\gamma \sim \lambda^{-1.6}$. Hieruit volgt dat de deeltjes noch zeer groot ($a \gg \lambda$) noch zeer klein ($a \ll \lambda$) kunnen zijn. De afmetingen zijn dus vergelijkbaar met de golflengte in het zichtbare spectrum; $a \approx 10^{-6}$ cm.
Uit de extinctiekromme kan een gemiddelde relatie tussen E_{B-V} en de verzwakking van de visuele magnitude M_V worden gevonden:

$$M_V = (3.0 \pm 0.2)\, E_{B-V}$$

Globaal geldt dat $\gamma \approx 2$ magn/kpc voor afstanden groter dan 1 kpc. Het blijkt dat er nog zeer dicht bij het galaktische vlak enkele bijzonder doorzichtige zogenoemde vensters zijn.

II.2.3. Polarisatie

Behalve dat het licht van ver verwijderde sterren verzwakt en verkleurd is blijkt het ook partieel lineair gepolariseerd te zijn. Dit werd ontdekt door Hiltner en Hall. De polarisatiegraad p van het sterlicht (< 5%) is gecorreleerd met de verkleuring. De electrische vektor heeft een voorkeur om parallel aan het galaktische vlak te trillen. Blijkbaar zijn de absorberende eigenschappen van het interstellaire stof voor licht van een bepaalde trillingsrichting verschillend van de absorptie voor andere richtingen. Dit zou erop wijzen dat de deeltjes een anisotrope struktuur bezitten en bovendien dat ze min of meer in dezelfde richting georiënteerd zijn. Het idee is dat dit zou kunnen worden veroorzaakt door een aanwezig interstellair magneetveld. De deeltjes zouden door paramagnetische relaxatie gericht worden. Dit galaktische magneetveld zou dan overal ongeveer evenwijdig aan het galaktische vlak vermoedelijk langs de spiraalarmen moeten lopen en een waarde van ongeveer 10^{-5} gauss moeten hebben. De polarisatiegraad van zeer veel sterren is gemeten en vertoont overal dezelfde golflengteafhankelijkheid. In het infrarood wordt de polarisatiegraad erg klein.

2.4. Reflektienevels

Naast donkere wolken vertoont interstellair stof zich ook in de vorm van lichtende reflektienevels. Ze vertonen een kontinu spektrum zonder verkleurde emissielijnen (met emissielijnen zijn diffuse nevels). Er zijn er ongeveer 150 bekend.
Een bekende reflektienevel is die rond de Pleiaden, waarvan het spektrum lijkt op dat van de Pleiaden. Het licht van deze nevels is sterlicht verstrooid aan interstellair stof. Men vindt een verband tussen de helderheid van de belichtende ster en de hoekdiameter van de omringende nevel (de z.g. relatie van Hubble). Het verstrooide licht van een heldere ster ziet men nog op grotere afstand van de ster dan dat van een lichtzwakke ster. De meeste reflektienevels hebben een middellijn kleiner dan 10'. Het gereflekteerde licht is vrij sterk gepolariseerd.

2.5. Aard en grootte der stofdeeltjes

Over de aard der interstellaire stofdeeltjes is nog steeds vrij weinig bekend. Een oud model veronderstelde dat ze bestonden uit ijs verontreinigd met andere molekulen. Dit model kon de extinktie in het

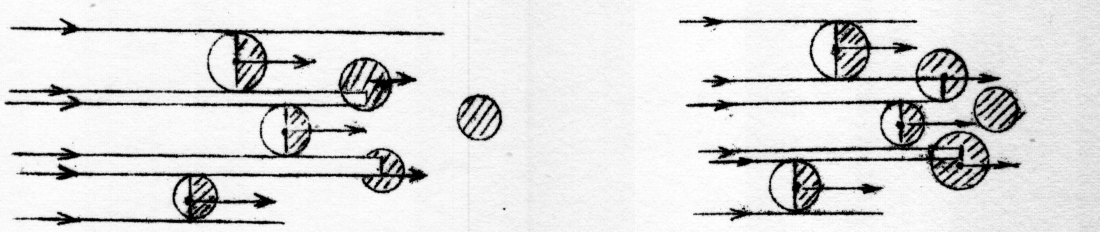
visuele en infrarode spektrumgebied goed verklaren maar schoot te kort toen de polarisatiemetingen bekend werden. Een ander idee is dat de stofdeeltjes zouden bestaan uit grafietkorrels - grafietkristallen kunnen zich in ongeveer 2×10^5 jaar richten in een magnetisch veld (door paramagnetische relaxatie). In de omgeving van koele sterren zouden ze zich makkelijk kunnen vormen. Door de stralingsdruk van de sterren verwijderen ze zich en worden geleidelijk omringd met een mantel van ijs. De golflengteafhankelijkheid van de polarisatie is nog moeilijk te verklaren.

model van een stofdeeltje

vuil ijs (Oort en van de Hulst)	grafiet + ijsmantel (Hoyle en Wickramasinghe)
diameter: 1.5×10^{-5} cm	kern: 8×10^{-6} cm
	kern en mantel: 2.4×10^{-5} cm
massa: 3.3×10^{-14} g	6.0×10^{-14} g
T : 10 - 50 K	10 - 50 K
dichtheid: 1.1 g/cm^3	1.04 g/cm^3
chemische samenstelling: H_2O: 73%	C : 7.5 %
H_2 : 24%	H_2O : 92,5 %
CH_4: 12.9%	
NH_3: 6.9 %	

Het probleem van de aard van de stofdeeltjes hangt nauw samen met de manier waarop ze gevormd kunnen worden. Greenberg laat zien dat voor voldoende koele kondensatiekernen ($T = 10^oK$) (de meeste atomen die het beginnende stofkerntje raken blijven dan plakken, (v.d.Waalskrachten)), het ongeveer 3×10^7 jaar duurt om aan te groeien tot een deeltje met een straal van 10^{-5} cm radius.

Een andere mogelijkheid voor de vorming van grote stofkorrels is de z.g. korrelinstabiliteit, die optreedt tengevolge van relatieve verschillen in stralingsdruk op de stofdeeltjes omdat sommige deeltjes zich in de "schaduw" van andere deeltjes bevinden.



korrelinstabiliteit

Nadat er een voldoend grote samenklontering heeft plaatsgevonden kan zich een ijsmantel vormen. Het wordt daarom niet onmogelijk geacht dat de stofdeeltjes inderdaad uit het interstellaire gas kunnen kondenseren. De bestudering van interstellaire objecten in het infrarood zal mogelijk opheldering verschaffen over de herkomst en de aard van het interstellaire stof (infraroodobjecten).

2.6. Totale massa (zie ook hoofdstuk V)

De totale massa in interstellair stof kan worden bepaald uit gemiddelde waarden van de extinktie. Het blijkt dat 1% van al het interstellaire materiaal uit stof bestaat. Men schat dat dit ongeveer 10^{-3} - 10^{-4} van de massa van het melkwegstelsel is. Toch, zelfs als slechts één op iedere honderd sterren een planetensysteem als het onze zou hebben, zou er nog tien maal meer massa in de vorm van stof dan in de vorm van planeten aanwezig zijn. In hoofdstuk V wordt uit de dynamica van het melkwegstelsel de massa van alle onzichtbare galactische materie afgeleid.

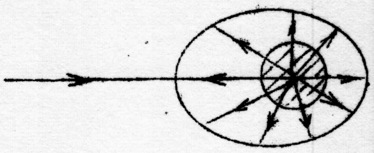
2.7. Interplanetair stof

Ook in de ruimte tussen de zon en de aarde bevindt zich een hoeveelheid interplanetair stof. In de buitenkorona, waarvan wij weten dat hij zeer heet is, $\sim 10^6$ °K, nemen we Fraunhofer lijnen van het fotosferische spektrum waar. Deze zogenoemde F-korona blijkt niets anders te zijn dan fotosferisch licht dat verstrooid wordt aan stofdeeltjes.

De verstrooiïng is Tyndall-verstrooiïng aan deeltjes met een diameter ($d \gtrsim \lambda$) en vindt overwegend in voorwaartse richting plaats. De deeltjes zijn zo ver weg van de zon ($R > 4R_\odot$) dat ze niet meer verdampen. De F-korona is het binnenste gedeelte van de interplanetaire stofwolk die zich zichtbaar vertoont als het zodiakale licht. Het is een afgeplatte stofwolk in het ekliptikavlak. De afplatting wijst erop dat het stof waarschijnlijk van planetaire oorsprong is.

Bij een lengte van 180° in de ekliptika, precies tegenover de zon, vindt men een iets helderder schijnsel in het overigens steeds zwakkere zodiakale licht. Dit verschijnsel heet Gegenschein en wordt waarschijnlijk veroorzaakt door dezelfde interplanetaire stofdeeltjes als het zodiakale licht maar door een terugwaartse verstrooiing. Bij verstrooiing aan dielektrische sferische deeltjes kan men aantonen dat iets meer licht in terugwaartse richting wordt verstrooid dan in enige andere richting. Dit verklaart waarom

juist bij 180° in de ekliptika een versterking optreedt.



Ook is wel verondersteld dat het een gevolg is van een stofophoping in één van de libratiepunten van de aarde op een afstand van 0.01 A.E.

De meeste deeltjes hebben een afmeting 0.001 mm < d < 0.1 mm. Totale massa: $10^{17} - 10^{21}$ g. Door het z.g. Poynting-Robertson effect vallen de "grote" deeltjes naar de zon toe (zie V, 26). De kleinste deeltjes kunnen zich op zekere afstand van de zon handhaven omdat daar de stralingsdruk in evenwicht is met de gravitatiekracht. Dicht bij de zon ($R < 4\ R_\odot$) kunnen zich geen stofdeeltjes voor lange tijd ophouden. Het massaverlies naar de zon is ongeveer 10^6 g/sec. Daar staat tegenover dat het interplanetaire stof wordt aangevuld door het verloren gaan van kometen, meteorieten en kleine planeten.

3. Neutraal gas

3.1. Interstellaire absorptielijnen

In sommige sterspectra vindt men scherpe absorptielijnen die niet bij het betreffende spectraaltype horen. Het is opmerkelijk dat deze lijnen niet Doppler verschoven zijn en dikwijls een meervoudige struktuur bezitten. Men vindt belangrijke absorptielijnen van Na I, K I, Ca I, Ca II, Ti II, Fe I, CH, CN, CH^+.

Dit zijn alle absorptielijnen veroorzaakt door de interstellaire materie die zich tussen de ster en de aarde bevindt. Het licht van de ster wordt geabsorbeerd bij die golflengten waarvoor een overgang naar een aangeslagen toestand mogelijk is. Dit gas heeft een lage kinetische temperatuur, waardoor de lijnen scherp zijn. De lijnen treden alleen op in de spectra van voldoend veraf gelegen sterren. Er moeten zich tenminste 10^{11} at/cm^2 tussen bevinden. Anderzijds heeft men voor de bestudering van deze lijnen een spectrograaf met hoge dispersie (< 10 Å/mm) nodig. Dit beperkt de waarnemingen tot sterren helderder dan 10^m. Dus slechts enkele heldere, relatief ver afstaande sterren van een bepaald spectraaltype nl. O of B vertonen deze absorptielijnen.

Behalve zeer scherpe absorptielijnen (10^{-3} - 10^{-1} Å) vindt men ook diffuse interstellaire absorptie"banden" die enkele tientallen Å breed zijn. De voornaamste ligt bij 4430 Å . Over de oorsprong verschilt men van mening. Mogelijk worden ze veroorzaakt door molecuulionen. Uit de diverse componenten van de absorptielijnen kan men iets over de verdeling van de interstellaire materie te weten komen. Vooral de concentratie in wolken en de rotatie hiervan rond het melkwegstelsel kon men hieruit vinden. Zo werden twee wolkgebieden op afstanden van 0.5 en 0.25 kpc van de zon gevonden. We weten nu dat dit de Orion-arm en de Perseus-arm zijn (zie V.)

Uit de breedte van de absorptielijnen kan men de temperatuur afleiden. Hiervoor vindt men $T \approx 100$ K . Bovendien zijn er nog veel stromingen binnen de wolken.

3.2. Neutrale waterstof

3.2.1. Lyman α

De ionisatie van waterstof wordt in het algemeen veroorzaakt door Lyman continuum quanta (Ly c) uitgezonden door hete sterren. We gaan hier in het hoofdstuk over de geïoniseerde materie nog uitvoerig op in. Men kan echter eenvoudig aantonen dat door terugvallen

van hogere naar lagere aangeslagen niveaux bij absorptie en re-emissie van een Ly c quant tenslotte een Lyman α quantum overblijft. Dit kan door koele waterstofmaterie weer geabsorbeerd worden waarna het uiteraard wederom als een Lyman α quantum te voorschijn komt. Dit proces kan zich vele malen herhalen. Door deze veelvoudige verstrooiing zal van de oorspronkelijke richting van het quantum niet veel overblijven. Er is nog geen hoekverdeling van Lyman α waargenomen. De Lyman α quanta ontstaan bij voorkeur op de overgang van een H^+ naar H gebied.

De breedte van de Ly α lijn wordt bepaald door de temperatuur van het hete H^+ gebied. Op hun weg door het koele H gebied kunnen ze maar in een smaller golflengtegebied geabsorbeerd worden, zodat toch nog een redelijke Lyman α flux met duidelijke voorkeursrichting te verwachten is. Door een absorptie zal in een centrum een inzakking ontstaan.

Lyman α quanta kunnen ook worden geabsorbeerd door stofdeeltjes. De geabsorbeerde energie kan dan in het infrarood worden uitgestraald. Ook verstrooiing aan interstellaire moleculen (Raman-verstrooiing) van Ly α quanta kan infraroodstraling veroorzaken.

Het is daarom zeer wel mogelijk dat zich rond H^+ gebieden, waar Ly α quanta vrijkomen, een soort halo van infraroodstraling bevindt.

Met behulp van raketwaarnemingen is het gelukt Ly α in absorptie waar te nemen. Uit de equivalente breedte kan men dan een schatting maken voor het aantal H atomen in de gezichtslijn.

Uit waarnemingen aan sterren als ζ Puppis en γ Cassiopeia vond men een dichtheid $N_H \approx 0.1$ cm^{-3}. Andere waarnemingen gedaan aan sterren in Scorpius leverden een dichtheid op van 1 H atoom/cm^3 hetgeen beter overeenstemt met de radiowaarnemingen.

3.2.2 Radiostraling

Radiostraling van het interstellaire medium ook wel cosmische radioemissie genoemd bestaat uit twee componenten: thermische radiostraling in het cm en dm gebied en niet thermische radiostraling in het metergebied. We zullen ons in deze paragraaf beperken tot de thermische radiostraling.

Men spreekt van thermische radiostraling als de emissie wordt veroorzaakt door deeltjes waarvan de snelheden verdeeld zijn volgens een Maxwellverdeling. Als dit niet het geval is spreekt men van niet thermische radiostraling. Toch hoeft ook bij thermische

straling nog geen thermo-dynamisch evenwicht te bestaan. Hiervoor is het namelijk nodig dat het medium optisch dik is hetgeen betekent dat een quant vele malen verstrooid wordt voor het het medium verlaat en dus in thermodynamisch evenwicht met het medium komt.

Thermische radiostraling bestaat ook weer uit twee componenten:

a. Continue radiostraling

b. lijnemissie (voornamelijk 21 cm lijnemissie).

De continue emissie in het radiogebied ($h\nu \ll kT$) wordt gegeven door de Wet van Rayleigh-Jeans

$$B_\nu(T) = \frac{2kT\,\nu^2}{c^2} .$$

Neutrale waterstof geeft hoegenaamd geen continue emissie. Geïoniseerde waterstof daarentegen wel. Dan zijn het vrij-vrij overgangen van electronen die worden afgebogen in het veld van protonen. De waargenomen intensiteit van de thermische straling is

$$I_\nu = \int_0^\tau B_\nu(T)\, e^{-\tau}\, d\tau = B_\nu (1 - e^{-\tau}) ,$$

als de temperatuur in het gebied van optische diepte $\tau = 0$ tot τ constant wordt genomen.

Voor optisch dikke media geldt $I_\nu = B_\nu$ en voor optisch dunne media $I_\nu = B_\nu . \tau$. De term $e^{-\tau}$ geeft de absorptie aan van de straling tussen de bron en de waarnemer. In de radioastronomie werkt men meestal niet met intensiteiten maar met het begrip helderheidstemperatuur T_b (brightness temperature), gedefinieerd als

$$T_b = \frac{Ic^2}{2k\,\nu^2}$$

Dan wordt het verband tussen T_b , T en τ gegeven door

$$T_b = T(1 - e^{-\tau}) .$$

De optische diepte is gegeven door

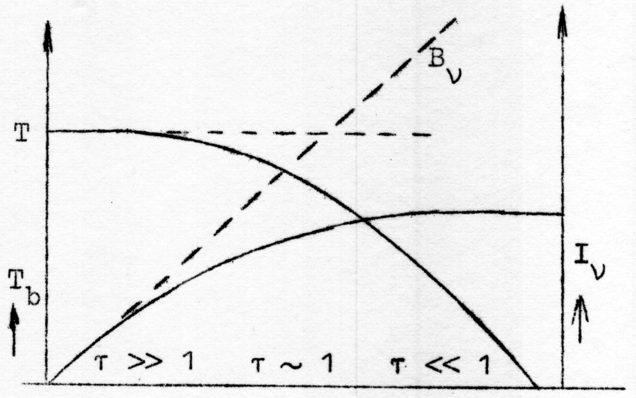
$$\tau(\nu) = \int_0^\ell \varkappa(\nu)\, dr .$$

Absorptie in het gebied van continue radiostraling wordt veroorzaakt door vrij-vrij overgangen. Men kan aantonen dat de absorptiecoëfficiënt $\varkappa(\nu)$ gegeven wordt door

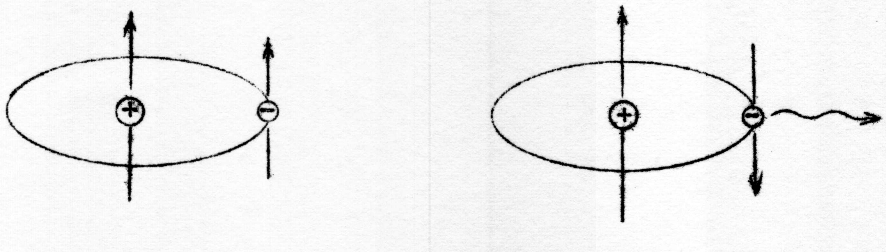
$$\varkappa_\nu = \text{const.} \frac{n_e\, n_p}{T^{3/2}\, \nu^2} ,$$

waarbij n_e en n_p het aantal electronen resp. protonen per cm^3 zijn. Voor de optisch dikke nevels geldt dan $I_\nu = B_\nu \sim \nu^2$ en

$T_b = T$. Voor optisch dunne nevels geldt $I_\nu = B_\nu \tau$ = constant en $T_b = T.\tau \sim \nu^{-2}$. Een wolk die in een bepaalde frequentie optisch dik is kan in een andere frequentie optisch dun zijn. Men kan dit schematisch als volgt voorstellen:



Hoewel de thermische continue emissie van neutraal waterstof verwaarloosbaar is zendt neutrale waterstof wel een spectraallijn uit nl. de <u>21 cm lijn</u> (λ = 21.11 cm, ν = 1420.4 MHz). De grondtoestand van waterstof vertoont een hyperfijnstructuur, waardoor het gesplitst is in twee niveaux met een energieverschil van 5.9×10^{-6} eV overeenkomend met een frequentie ν = 1420,406 MHz. De spin van het electron kan namelijk parallel of antiparallel zijn aan die van het proton.



De kans op het omslaan van de spin van het electron is zeer klein, ongeveer 1 maal in $9 \cdot 10^6$ jaar per H atoom. Door het grote aantal H-atomen in de gezichtslijn is de 21 cm lijn toch redelijk sterk. De 21 cm lijn werd in 1944 door Van de Hulst voorspeld en in 1951 voor het eerst waargenomen in Kootwijk, Harvard en Sydney.

In het algemeen neemt men de 21 cm lijn in emissie waar. De natuurlijke lijnbreedte is zeer klein, zodat het waargenomen profiel geïnterpreteerd kan worden door aan te nemen dat op bepaalde afstanden wolken of concentraties van neutrale waterstof aanwezig zijn die zich met verschillende radiële snelheden ten opzichte van ons bewegen.

Op lage galactische breedte kan men de snelheden interpreteren door middel van de differentiële rotatie van het melkwegstelsel (zie

hoofdstuk V). Het is dus mogelijk de afstand te bepalen van de H-wolken.

Behalve in emissie kan men de 21 cm lijn ook in absorptie meten. Bevindt zich een hete radiobron op de achtergrond dan neemt men de lijn in absorptie waar. Radiostraling gaat ongestoord door stofwolken heen. Daarom kan men in dit golflengtegebied gedeelten van het melkwegstelsel bereiken die anders niet waarneembaar zijn, zoals het centrum.

De absorptiecoëfficiënt voor de 21 cm straling is quantummechanisch te berekenen. Voor de optische diepte vindt men

$$\tau(\nu) = \frac{N(V)}{1.87 \times 10^{13}\ T_\tau} \ , \quad V = 21\ (\nu - \nu_o)\ \text{cm/sec} \ .$$

waarin $N(V)$ het aantal waterstofatomen is in de gezichtslijn per cm^2, die een radiële snelheid tussen V en $V + dV$ hebben. Als over het gehele lijnprofiel de optische dikte klein is $(\tau << 1)$ geldt

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2}\ T\ \tau\ (\nu) \ .$$

Integreren we over de hele 21 cm lijn, dan vinden we

$$\int I_\nu d\nu = \frac{2k\ T\nu^2}{c^2} \int \tau(\nu)\ d\nu = \frac{2kT}{(21)^2}\ \frac{d\nu/dV}{1.87 \times 10^{13} T} \int N(V)\ dV \ .$$

De totale lijnsterkte is dan een maat voor het totale aantal deeltjes in de gezichtslijn.

Voor optisch dikke media volgt uit de totale intensiteit direkt de temperatuur. In de richting van het melkweg centrum vindt men een helderheidstemperatuur $T_b \approx 125$ K en dezelfde temperatuur wordt gevonden in de richting van het anticentrum, waar $\tau \approx 1$.

Men moet hieruit wel concluderen dat de temperatuur de kinetische temperatuur van het gas is. Men heeft aangetoond dat de evenwichtstemperatuur van neutrale waterstofgebieden ~ 20 K is, zodat een extra verhitting nodig is om $T = 125$ K te verklaren.

Uit de diverse maxima in het lijnprofiel en $V(R)$ is de verdeling van de neutrale waterstof in het melkwegstelsel te bepalen (zie ook hoofdstuk V).

Uit de verbreding van de lijnprofielen worden de individuele wolksnelheden bepaald. ($\pm$ 7 km/sec). Men vindt drie waterstofarmen: de Sagittariusarm in de richting van het centrum, de Orionarm aan welks binnenkant de zon ligt en de Perseusarm ongeveer 2 kpc naar buiten. Deze armen waren optisch reeds bekend (zie V.).

De dikte van de neutrale waterstoflaag is ~ 200 pc. Aan de buitenkant vertoont deze laag afwijkingen van een platte schijf waar-

schijnlijk veroorzaakt door getijdenwerkingen van de Magelhaanse wolken. De totale massa van de neutrale H is ongeveer $3 \times 10^9 M_\odot$, dit is ongeveer 4% van de totale massa van het melkwegstelsel.

Op een afstand van 3 kpc van het centrum bevindt zich een arm, waarvan de materie niet alleen roteert maar bovendien expandeert. Het totale massatransport in deze expansie is ongeveer 1 à 2 zonsmassa's per jaar. Dicht bij het centrum is een centrale schijf met een straal van 300 pc. De dichtheid hierin is ongeveer 3 per cm^3. Iets daarbuiten op een afstand van 500 tot 590 pc bevindt zich een gedeelte van een ring.

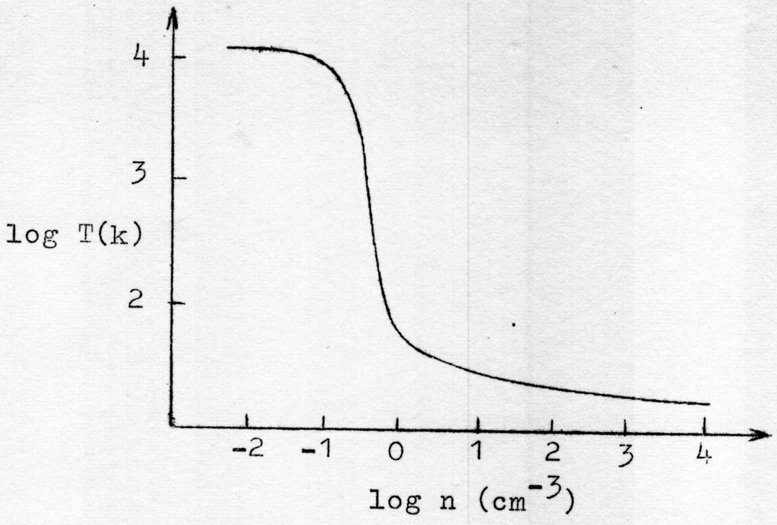
De 21 cm lijn in absorptie waargenomen blijkt dikwijls veel scherpere komponenten te hebben dan in emissie. Hieruit kan men de relatief lage inwendige snelheden ($\pm$ 2 km/sec) bepalen.

In richtingen loodrecht op het melkwegvlak neemt men vele tamelijk geïsoleerde wolken waar. De diameter is van de orde van 10 pc, de dichtheid 1 - 10 atomen/cm^3 en hun massa 10 - 20 $M_\odot$. De snelheden van deze wolken zijn overwegend naar het melkwegvlak toe gericht. Op afstanden kleiner dan 100 pc. bevinden zich veel wolken met snelheden van $\sim$ 5 km/sec naar het melkwegvlak gericht. Nabij de galaktische polen vindt men ook verschillende wolken met veel grotere snelheden. Eén van de in Dwingeloo waargenomen "<u>hoge snelheidswolken</u>" heeft een snelheid van - 175 km/sec en een diameter van $3\overset{\circ}{.}5$. Men vond ook een groot komplex ($\sim 10^\circ$) met snelheden $\sim$ -100 - -150 km/sec. De meest waarschijnlijke verklaring is dat intergalaktische gasmassa's bezig zijn te botsen (zie § 4.3) met ons eigen stelsel of dat in het centrum uitgestoten massa's op grotere afstanden terugvallen.

3.2.3. Fysische eigenschappen

Typische waarden voor een neutrale waterstofwolk zijn n_H = 1 - 10 cm^{-3} , $T \approx 50 - 200$, Energiedichtheid $E = 10^{-14}$ erg/cm^3 . Er is gesuggereerd dat de verhitting van de neutrale waterstof plaats zou vinden door <u>superthermische elektronen</u> veroorzaakt door de kosmische straling (1 - 100 Mev) en/of door <u>botsingen</u> van interstellaire wolken.

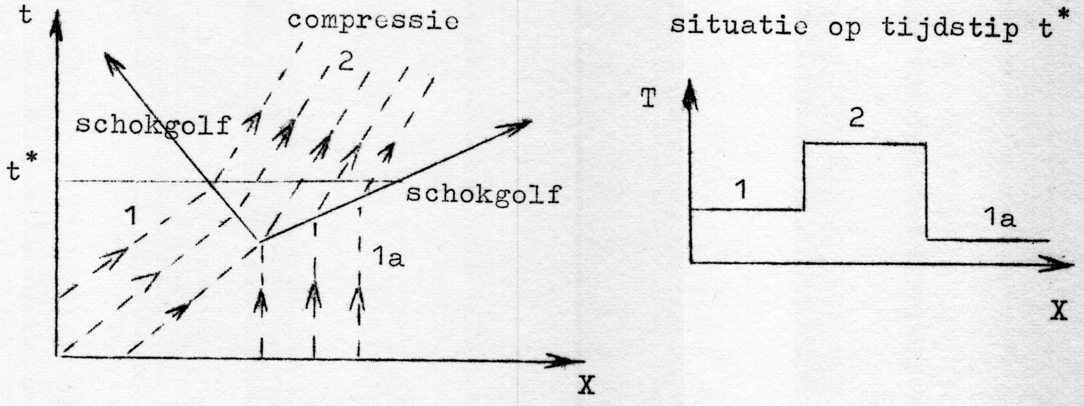
Onderstaande figuur geeft de temperatuur van interstellaire wolken aan onder de veronderstellingen dat de kosmische stralingsverhitting in evenwicht is met de afkoeling door inelastische botsingen. Hierbij is aangenomen dat de door de primaire kosmische straling veroorzaakte ionisatie per atoom gelijk is aan $\zeta = 4 \times 10^{-16}\ sec^{-1}$. Men ziet dat hoe hoger de dichtheid, des te lager is de evenwichtstemperatuur. Rond $T = 10^4\ {}^\circ K$ treedt een zeer sterke afkoeling op



door Lyman α waardoor de temperatuur niet meer sterk toeneemt. De stabiliteit van deze evenwichtstemperaturen is nog maar slecht bekend omdat over het verhittingsmechanisme nog veel onzekerheid bestaat.

De tweede verklaring die wel gegeven wordt voor de "hoge" temperaturen van neutrale waterstofwolken is dat voortdurend energie aan het gas wordt toegevoerd door supersonische botsingen van wolken. De tijd tussen opeenvolgende botsingen wordt geschat op $\tau_c \approx 10^7$ jaar.

Onderstaande figuur laat in een (x-t) diagram zien hoe de temperatuur en de dichtheid toenemen nadat twee wolken (1 en 1a) met elkaar in botsing zijn gekomen.

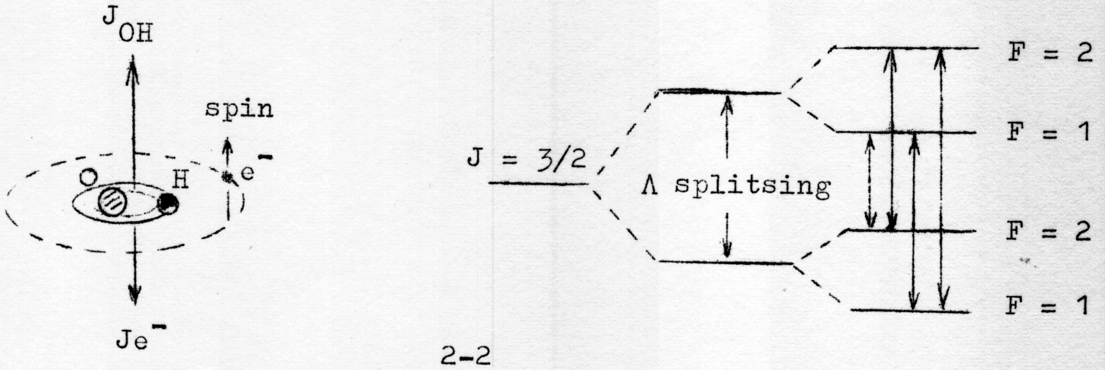


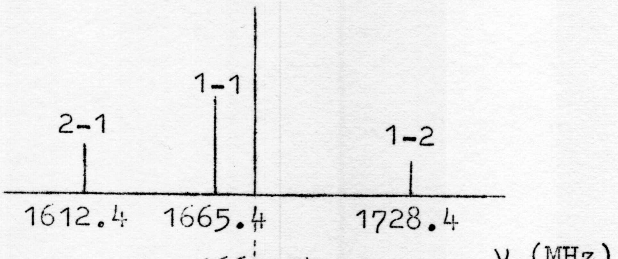
De afkoelingstijd lijkt op dit moment te klein $\tau \approx 10^5$ jaar om een voldoend hoge temperatuur te krijgen, maar het proces van botsingen kan hierin wel een rol spelen. Men bedenke dat het hier om zeer ruwe schattingen gaat. Misschien is de botsingsfrekwentie hoger of wordt door magnetische velden het aantal vrijheidsgraden zodanig beperkt dat een sterkere kompressie en dus grotere verhitting op kan treden.

3.3. Interstellaire molekulen

3.2.1. OH-molekuul

In 1963 werden in het spektrum van de radiobron Cas.A bij λ = 18 cm vier tamelijk sterke absorptielijnen waargenomen die veroorzaakt worden door het OH-radikaal. De OH absorptielijnen gedragen zich analoog aan de 21 cm absorptielijn van waterstof. De vier lijnen zijn afkomstig van een hyperfijnstruktuur overgang. De grondtoestand van OH is door de interaktie van het baanimpulsmoment van het ene "valentie-elektron" met het rotatiemoment van de twee om elkaar draaiende kernen gesplitst in twee subtoestanden (z.g. Λ verdubbeling). Elke subtoestand is door hyperfijninteraktie van de elektronspin met de protonspin nogmaals gesplitst zodat vier niveaux ontstaan.





De OH molekulen moeten erg koud zijn ($T < 10^oK$) omdat anders de hogere rotatieniveaux al bezet zijn en de absorptie verwaarloosbaar wordt. Ook zijn OH emissielijnen gevonden in gebieden die dikwijls liggen op de grens van HII en HI gebieden. Opvallend is dat de emissie-intensiteiten niet aan de theoretische regels voldoen, dat de lijnen zeer smal zijn ($\Delta\lambda_{eq} < 0,2$ km/sec), dat de ruimtelijke uitgebreidheid zeer klein is (< 5') en dat de straling steeds sterk circulair gepolariseerd is.

Men gelooft dat de OH emissie gestimuleerde emissie is, d.w.z. dat de bezetting van de bovenniveaux door een of ander "pompproces"

sterk verhoogd is boven het thermische (L.T.E.) niveau en dat versterking van de geëmitteerde straling optreedt (maser effekt). De versterking door maserwerking kan alleen maar optreden als het stralingsveld voldoende sterk is. Dit gebeurt in een laser (optisch) door twee evenwijdige spiegelende oppervlakken aan te brengen zodat bijna alle quanta meehelpen om gestimuleerde emissie te geven. Misschien is zo'n situatie in bepaalde interstellaire wolken mogelijk. Kleine veranderingen in de geometrie kunnen dan grote intensiteitsfluctuaties veroorzaken.

3.2.2. H_2 molekuul

Er is lang gespekuleerd of er molekulaire waterstof, H_2, in het interstellaire medium voorkomt en sinds 1970 weten we dat dit het geval is. Uit de rotatie van het melkwegstelsel blijkt dat de totale massa veel groter is dan de waargenomen massa van sterren plus waterstofatomen en ionen. Nemen we aan dat de rest voornamelijk uit H_2 bestaat, dan komt men indirekt tot de konklusie dat $N_{H_2} \approx 4\ N_H$ in de spiraalarmen. In de buurt van de zon heeft men 40% "onwaargenomen" massa (missing mass) hetgeen zou kunnen betekenen dat $N_{H_2} \approx N_H$. H_2 heeft door emissie in rotatiebanden in het infrarood een sterk afkoelende werking op het gas. Bij $T = 100\ ^oK$ zou een kleine abondantie al zo'n afkoelende werking hebben dat de temperatuur zeer snel zou dalen tenzij er een onbekend verhittingsmechanisme is. Ook gelooft men toch eigenlijk niet dat er voldoende molekulaire waterstof in het melkwegstelsel aanwezig is om de dynamika van het stelsel merkbaar te kunnen beïnvloeden.

In dichte wolken daarentegen kan de H_2 abondantie zeer groot worden. In donkere wolken vindt men wel een antikorrelatie tussen H (21 cm) en absorptie. De konklusie zou kunnen zijn dat H is overgegaan in H_2. Men schat dat in evenwicht

$$10^{-5} \leq (N_{H_2}/N_H) < 5.$$

3.3.3. Andere molekulen

Er zijn de laatste jaren veel andere molekulen gevonden. Naast de in het optische spektraalgebied geïdentificeerde molekulen CH, CH^+ en CN en het in het radiogebied gevonden OH radikaal zijn vele meeratomige molekulen gevonden zoals:

NH_3	(ammoniak,	$\lambda = 6$ cm)
H_2O	(waterdamp,	$\lambda = 1{,}35$ cm)
H_2CO	(formaldehyde,	$\lambda = 6{,}2$ cm)
H_2CO_2	(mierenzuur,	$\lambda = 18$ cm)

HC_3N en zelfs methylalkohol (CH_3OH).

De kennis van de vorming en de vernietiging van deze molekulen in het interstellaire medium is van groot belang.
Fotodissociatie is zeker een van de belangrijkste afbraakprocessen.
Men vindt als karakteristieke leeftijden

CH	- 10^3 jaar
OH, NH	- 10^4 jaar
CO, CN	- 10^6 jaar

In deze "korte" tijden zijn deze molekulen nog bijna op dezelfde plaats als waar ze worden gevormd, zodat er naar een vormingsproces moet worden gezocht op die plaats waar men ze waarneemt. De vraag is: ontstaan molekulen uit atomen en tenslotte stofdeeltjes uit molekulen of ontstaan de interstellaire molekulen net andersom.

Sommige molekulen zoals CH, CN kunnen door z.g. stralende rekombinatie ontstaan:

$$C^+ + H \rightarrow CH^+ + h\nu$$

$$CH^+ + e^- \rightarrow CH + h\nu$$

Het zo gevormde CH^+ en CH kunnen door fotodissociatie weer worden afgebroken en er kan zich een evenwicht instellen. Niet bij alle molekulen is dit op deze manier mogelijk.

De anomale intensiteiten zijn ook bij andere molekulen dan OH gevonden. Ook hier is waarschijnlijk sprake van maserwerking.

Veel is nog onverklaard en raadselachtig. Het is bijvoorbeeld niet duidelijk waarom de excitatietemperatuur van formaldehyde kleiner is dan de temperatuur van de kosmische achtergrondstraling (3 ^{o}K).

Ook is het merkwaardig dat van CH en CH^+ die sterke optische absorptiebanden hebben nog niets in het radiogebied is gevonden.

IV.4. Geïoniseerd Gas

IV.4.1. Plasma fysica en magnetohydrodynamica

Een groot gedeelte van de ijle materie in het heelal komt in geïoniseerde toestand voor. In het algemeen heeft men dan met hetere materie te maken dan het neutrale gas. Het mechanisme van de ionisatie en de daarvoor benodigde energie liggen meestal duidelijk voor de hand. Geïoniseerd gas vindt men meestal dicht bij sterren of andere objekten die voldoend energierijke quanta of deeltjes uitzenden of op andere wijze bijvoorbeeld door dynamische effekten het omringende gas kunnen verhitten.

Het belangrijkste verschil tussen een geïoniseerd gas (of plasma) en een neutraal medium is dat het geïoniseerde gas doorgaans een zeer hoog elektrisch geleidingsvermogen (σ) heeft. Reeds een zwak elektrisch veld $\vec{E}$ geeft volgens de Wet van Ohm aanleiding tot zeer sterke elektrische stromen

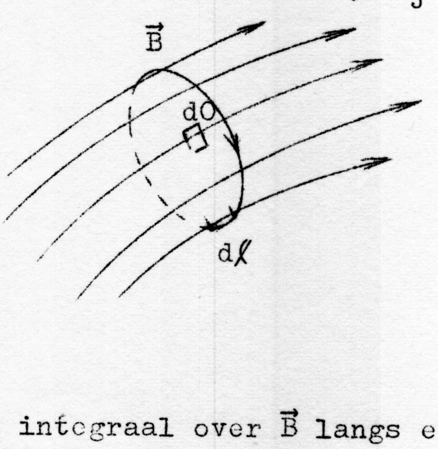
$$\vec{j} = \sigma \vec{E} .$$

In goede benadering geldt $\sigma \approx 6.5 \times 10^6 \; T^{3/2}$ e.s.e. , T is de temperatuur van het plasma. Deze stromen zullen op hun beurt volgens de wetten van Maxwell een magnetisch veld $\vec{B}$ opwekken. In vektorvorm schrijft men dat als

$$\text{rot}\, \vec{B} = 4\pi \vec{j}$$

of in integraalvorm

$$\oint \vec{B}\, d\vec{\ell} = \iint 4\pi \vec{j}\, d\vec{O} .$$



Dit betekent dat de integraal over $\vec{B}$ langs een gesloten veldlijn gelijk is aan de totale ingesloten stroomsterkte (Wet van Ampère).

De Lorentzkracht $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$ zal de materie willen versnellen net als drukgradiënten en gravitatiekrachten. De door de resultante van deze krachten opgewekte bewegingen met snelheid $\vec{v}$ induceren op hun beurt in een magnetisch veld weer elektrische velden

$$\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$$

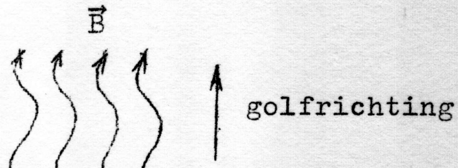
en zo is de hele keten van bewegingen, opgewekte velden en krachten die deze bewegingen beïnvloeden gesloten. Het onderzoek van de dynamika van een plasma in een magnetisch veld heet magnetohydrodynamika.

Enkele van de belangrijkste magnetohydrodynamische eigenschappen van een plasma in een magneetveld zijn

- In een goed geleidend plasma is het zeer moeilijk materie te verplaatsen in een richting loodrecht op het magnetische veld. Het magnetische veld wordt dan als het ware meegesleept. Men zegt dat he het magnetische veld is ingevroren in het plasma.
- Een magnetisch veld oefent een druk $\frac{B^2}{8\pi}$ uit op het plasma, de magnetische druk.
- Langs een magnetisch veld heerst een spanning $\frac{B^2}{4\pi}$ die de magnetische veldlijnen tracht te strekken als waren het gespannen snaren, de magnetische spanning.

Net als bij een gespannen snaar kunnen zich langs het magnetische veld transversale golven voortplanten. De voortplantingssnelheid is

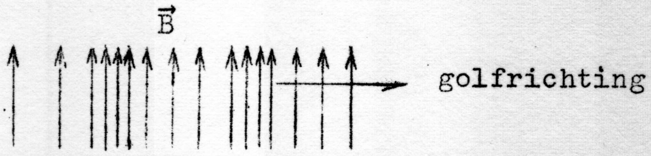
$$c_a = \sqrt{\frac{\text{magn. spanning}}{\text{dichtheid}}} = \sqrt{\frac{B^2}{4\pi\ \rho}} .$$



Deze golven heten Alfvén golven, c_a is de Alfvén snelheid. In een samendrukbaar magnetisch plasma kunnen naast de Alfvén golven natuurlijk ook geluidsgolven zich voortplanten. Door de aanwezigheid van een magnetisch veld is het plasma echter niet meer isotroop. De voortplanting van geluidsgolven geschiedt daarom ook niet in alle richtingen met dezelfde snelheid. Het acoustische analogon in een magnetisch plasma zijn de magneto-acoustische golven.

In de richting van het magnetische veld planten ze zich met de geluidssnelheid $c_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$ voort en loodrecht op het magnetische veld mo veld met een snelheid c_m gegeven door

$$c_m = \sqrt{c_s^{\,2} + c_a^{\,2}} .$$

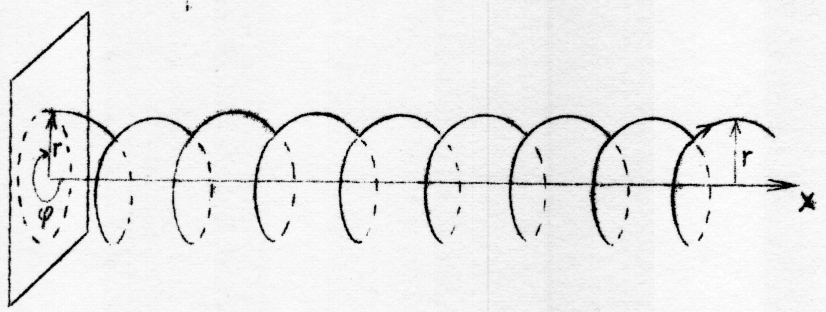


Voor zeer sterk magnetische plasma's wordt de karakteristieke voortplantingssnelheid dan ook de Alfvén snelheid en niet meer de geluidssnelheid.

Magnetische velden komen in de interstellaire materie en in steratmosferen dikwijls in geconcentreerde flux"buizen" voor. In die fluxconcentraties heerst dan een grotere magnetische druk dan daarbuiten. Als de veldsterkte zo groot is dat de gasdruk veel kleiner is dan de magnetische druk kunnen fluxconcentraties alleen bestaan wanneer de gradiënten in de magnetische druk worden gecompenseerd door

de spanningskracht.

Dit soort velden heten <u>krachtvrije velden</u>.
Voor een buis betekent dit dat het veld niet zuiver axiaal kan zijn maar zich spiraalsgewijs om de lengteas moet winden.



Splitsen we het magnetische veld $\vec{B}$ in een component B_x langs de as en een component B_φ loodrecht op de as, dan moet voor evenwicht gelden

$$\frac{d}{dr}\left(\frac{B_x^2}{8\pi}\right) = -\frac{B_\varphi^2}{4\pi r}$$

Men kan aantonen dat de stroomdichtheid $\vec{j}$ precies gericht is langs het veld $\vec{B}$. Dan is dus $\vec{j} \times \vec{B} = 0$ en is het veld "krachtvrij". Krachtvrije velden moeten dus voldoen aan de vergelijking

$$\text{rot } \vec{B} = 4\pi \vec{j} = 4\pi \alpha \vec{B}$$

met α een evenredigheidsconstante.
Als niet aan de evenwichtsvoorwaarde is voldaan (het veld is dan niet krachtvrij) zal het veld expanderen als de gradiënt van het axiale veld B_x groot is of samenkrimpen langs de as als het azimuthale veld B_φ sterk is. Het veld zal dan kunnen pinchen, waardoor de stroomdichtheid j toeneemt. Deze pinch in een plasma is in feite het gevolg van de eigenschap van electrische stromen om zich samen te trekken.

Het opwekken van magnetische velden geschiedt door het opwekken van electrische stromen, terwijl het verdwijnen van magnetische velden geschiedt door het geleidelijk diffunderen van die stromen. De diffusie van magnetische velden wordt bepaald door het electrische geleidingsvermogen σ. Als ℓ een karakteristieke afstand is waarover de veldsterkte tot e^{-1} van zijn waarde gedaald is, is de diffusietijd τ gegeven door

$$\tau = 4\pi \sigma \ell^2 .$$

Voor grote afmetingen ℓ geldt dat het zeer lang duurt voordat B door diffusie is weggelekt. De essentiële benadering die in de magnetohydrodynamica gemaakt wordt is dat men een electrisch neutraal maar goed geleidend medium beschouwt.

Maar een plasma bestaat uit twee componenten, de electronen en de ionen. Bij lage frequenties of voor langzame processen is de botsingsfrequentie hoog genoeg om er voor te zorgen dat het ionengas en het electronengas gezamenlijk bewegen. Aan de benaderingen van de magnetohydrodynamica wordt dan voldaan. Bij hogere frequenties gaat dit niet meer op. De ionen en electronen willen onafhankelijk bewegen en er zullen kleine ladingsverschillen optreden. Deze kleine ladingsverschillen veroorzaken electrostatische terugwerkende krachten op het teveel of tekort van beide soorten deeltjes. Het gevolg is dat er electrostatische oscillaties in het plasma kunnen ontstaan. Bij hoge frequenties kunnen de ionen vanwege hun grotere traagheid niet zo goed meer meekomen en blijven als het ware achter bij de electronen. De veel beweeglijker electronen trillen heen en weer terwijl de ionen in zekere zin voor een "uitgesmeerde" positief geladen achtergrond zorgen. Men noemt deze trillingen electron <u>plasmatrillingen</u>.

Als r de amplitude van de plasma-oscillatie is en n_e de electronendichtheid, dan is het electrische veld

$$E = 4\pi e n_e r .$$

Een electron met massa m ondergaat dan een terugwaartse kracht $- e E = - 4\pi e^2 n_e r$. Voor de beweging van het deeltje met massa m geldt dan

$$m \frac{d^2 r}{d t^2} = - 4\pi e^2 n_e r .$$

Met $r(t) = \sin (2\pi \nu_p t)$ volgt hieruit

$$4\pi^2 m \nu_p^2 = 4\pi e^2 n_e$$

waaruit volgt

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2}{\pi m} n_e} \approx 9 . 10^{-3} \sqrt{n_e} \text{ MHz} .$$

Deze frequentie ν_p heet de plasmafrequentie. Het is een karakteristieke frequentie van het plasma.

In een zeer ijl magnetisch plasma waarin botsingen tussen de deeltjes relatief weinig voorkomen (botsingsloos plasma) zullen de electronen en ionen spiraalbanen rond het magnetische veld beschrijven. Als $v_\perp$ de snelheid van een deeltje met lading e en massa m is loodrecht op het magnetische veld zal het deeltje een cirkelbaan beschrijven met straal

$$r = \frac{m\,v_\perp}{eB},$$

als B het magnetische veld is. r heet de gyroradius of Larmor straal. De omloopfrequentie heet de gyrofrequentie ω_g.

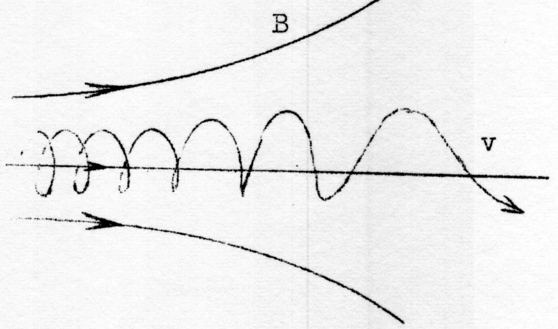
$$\omega_g = 2\pi\,\nu_g = \frac{v_\perp}{r} = \frac{eB}{m}.$$

Het impulsmoment van een spiraliserend deeltje is $m\,v_\perp r$. Als het magnetisch veld constant is of slechts langzaam veranderlijk en de energie van het deeltje niet door botsingen verandert (de adiabatische benadering) geldt dat het impulsmoment constant moet zijn gedurende de beweging van het deeltje. Als de energie constant is zal ook de impuls mv constant zijn.

Hieruit volgt dat

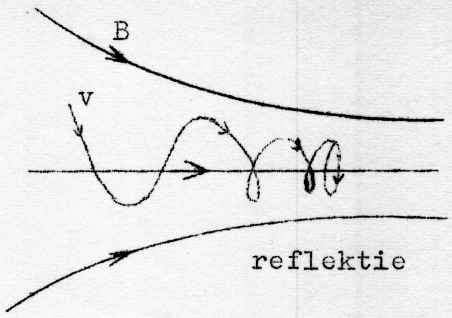
$$m\,v_\perp r = \frac{m^2\,v_\perp^2}{eB} = \frac{m^2\,v^2}{e}\,\frac{\sin^2\theta}{B} = \text{constant}.$$

Dus geldt $\frac{\sin^2\theta}{B}$ = constant gedurende de beweging van het deeltje in een langzaam veranderlijk of weinig inhomogeen magnetisch veld. Hieruit volgt dat een deeltje dat in de richting van een sterk naar een zwak magnetisch veld beweegt steeds meer in de richting van het magnetische veld gaat lopen. Bovendien neemt de Larmorstraal met een factor $\sin^{-1}\theta$ toe.



In de richting van een sterker magnetisch veld gaat het deeltje steeds meer in een vlak loodrecht op het veld bewegen. Maakt het deeltje met het veld een hoek θ^* daar waar $B = B^*$ dan zal het deeltje niet verder kunnen komen daar het veld gegeven wordt door $B = B^*/\sin^2\theta^*$. Daar wordt het deeltje teruggekaatst. De deeltjesverdeling zal daarom in een botsingloos magnetisch plasma met magnetische inhomogeniteiten

anisotroop zijn.



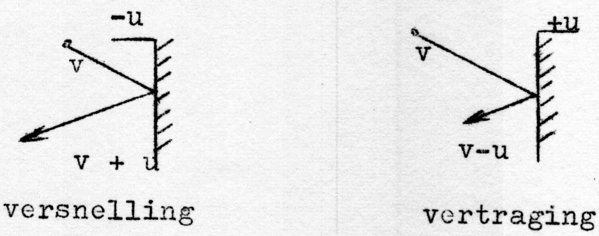
Deeltjes in een magnetisch veld kunnen op verschillende manier versneld en vertraagd worden. We zullen hier kort enkele van de belangrijkste versnellingsmechanismen bespreken.

1. Betatron versnelling

Wanneer de magnetische veldsterkte $\vec{B}(t)$ met de tijd toeneemt zal het deeltje versneld worden. In eerste benadering is de grootheid $(m\,v_\perp)^2 \sim B$. De snelheidscomponent evenwijdig met B blijft onveranderd. Betatron versnelling kan voorkomen wanneer een min of meer homogene gaswolk met een ingevroren magnetisch veld zich tijdens een condensatieproces samentrekt. Dan is $\partial B/\partial t > 0$. Wanneer een dergelijke wolk expandeert neemt de deeltjesenergie af.

2. Fermi versnelling

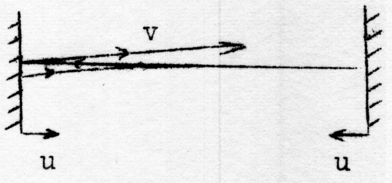
Wanneer een deeltje in kontakt komt met een bewegende veldfluctuatie gebeurt het volgende. Deeltjes die een grote hoek θ met het magnetische veld maken zullen, wanneer ze de veldversterking treffen, gereflekteerd worden. Tijdens reflektie aan de bewegende grens krijgen de de deeltjes een extra snelheid mee als de snelheid van de discontinuïteit tegengesteld gericht is aan de deeltjessnelheid.



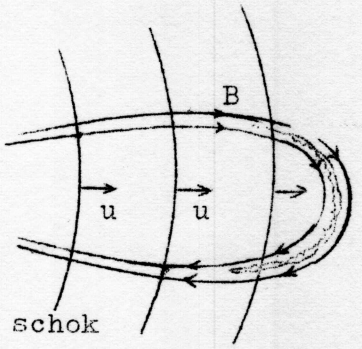
Ten opzichte van de naar het deeltje toe bewegende discontinuïteiten heeft het deeltje een snelheid $v + u$ en ten opzichte van de van het deeltje af bewegende discontinuïteiten heeft het deeltje een snelheid $v - u$. In eenzelfde tijdsinterval en bij een volkomen stochastische verdeling van naar en van het deeltje gerichte bewegin-

gen zal het deeltje dus (v + u) / (v - u) maal meer naar hem toegerichte discontinuïteiten ontmoeten dan van hem afgerichte. Het zal dus gemiddeld versneld worden. Dit is de statistische Fermi versnelling.

Een zeer hoge versnelling kan optreden wanneer een deeltje gevangen is tussen twee naar elkaar toe bewegende discontinuïteiten. De deeltjes zullen dan accumulatief worden versneld



Een mooi voorbeeld hiervan is een schokgolf die zich voortplant in een gebied waarin zich een magnetische lus bevindt.



In dergelijke magnetische "vallen" kunnen deeltjes gemakkelijk tot relativistische snelheden worden versneld.

3. In een magnetohydrodynamische schokgolf kunnen geladen deeltjes worden versneld als de gyroradius veel groter is dan de dikte van de schok.

Als B_1 de magnetische veldsterkte voor de schok is en B_2 die na de schok, dan zal bij langzame beweging van het schokfront de impuls $p_\perp = mv_\perp$ toenemen volgens

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{1/2} .$$

Het deeltje wordt dus, wanneer het door het front gaat, versneld. Het komt onder een iets andere hoek weer uit de schok. Bij herhaald contact met de schok zal het deeltje steeds iets sneller gaan bewegen.

Naast een aantal versnellingsmechanismen zijn er diverse mogelijkheden voor een deeltje om z'n energie weer kwijt te raken.

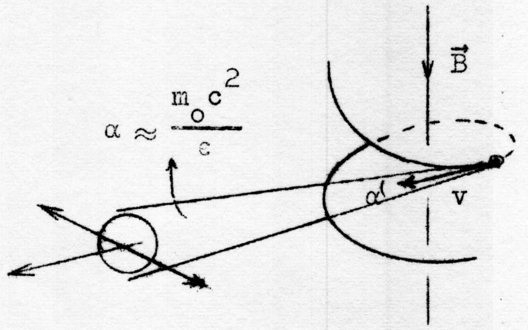
1. Synchrotron straling

Relativistische elektronen die in een magnetisch veld spiraliseren zenden een zeer gerichte straling uit in een kegeltje rond de bewegingsrichting met een openingshoek,

$$\alpha \approx \frac{m_o c^2}{\epsilon} ,$$

waarin ϵ de energie van het elektron is $(\epsilon \gg m_o c^2)$. Deze kontinue straling heeft een maximum bij de frekwentie

$$\nu_m = 4.6 \times 10^{-18} B_1 \epsilon^2 \text{ (MeV)} .$$



Synchrotron straling is sterk gepolariseerd. De intensiteit per sec en per deeltje wordt gegeven door

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - 3.8 \times 10^{-9} B_{\perp} \epsilon^2 \text{ MeV/sec} .$$

Hier is $B_{\perp}$ de component van het magnetische veld loodrecht op de snelheid van het deeltje.

2. Remstraling

Elektronen worden in het veld van een proton afgebogen. De uitgezonden straling voor relativistische elektronen is

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - 8 \times 10^{-16} N_H \epsilon \text{ MeV/sec} .$$

Deze straling is in het algemeen zeer kortgolvige straling (γ-straling). Voor niet relativistische deeltjes is dit de gewone vrij-vrij straling (thermische radiostraling).

3. Ionisatie verliezen

Voor niet zeer snelle deeltjes geldt dat ze dikwijls na vele botsingen kunnen rekombineren

4. Omgekeerde Compton effect

Elektronen kunnen in kontakt met een foton energie overdragen aan het foton.

Een schatting van het energieverlies onder interstellaire condities geeft per elektron

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - 4.8 \times 10^{-8} I \epsilon^2 \text{ MeV/sec} ,$$

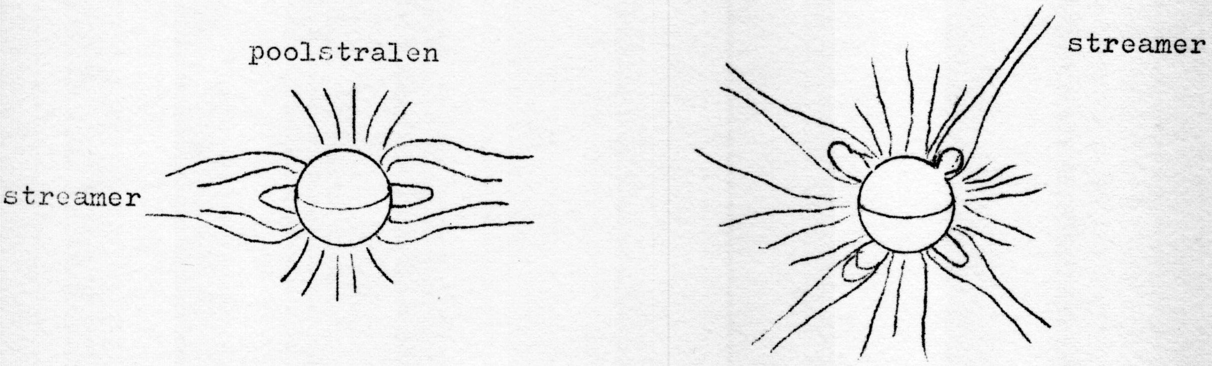
waarin I de intensiteit van de straling (fotonen) is waarmee de relativistische elektronen in aanraking komen.

IV.4.2. De korona

IV.4.2.1. "Wit licht" korona

De korona van de zon is alleen tijdens een totale zonsverduistering goed waarneembaar in het optische gebied. Met een koronagraaf geplaatst op een hoge berg is het mogelijk de binnenste lagen waar te nemen. De binnenkorona vertoont een kontinu spektrum zonder fraunhofer lijnen. Het blijkt dat dit licht is dat aan de in de korona aanwezige vrije elektronen verstrooid wordt (Thomson verstrooiing). Deze komponent heet de kontinue korona (k-korona).
Uit de helderheidsverdeling van de k-korona, ook wel <u>wit licht korona</u> genoemd, kan de elektronendichtheid $n_e(r)$ als funktie van de afstand r worden bepaald.

De korona is zeer verschillend van vorm. Tijdens minimum is hij tamelijk afgeplat met grote uitlopers (<u>streamers</u>) nabij de evenaar. Men noemt dit de <u>minimumkorona</u>. Tijdens maximum is hij rond (<u>maximumkorona</u>) en op alle breedtes komen nu streamers voor.



Minimum Maximum

IV.4.2.2. Temperatuur van de korona

In de binnenkorona neemt men in emissie de z.g. koronalijnen waar die <u>verboden overgangen</u> zijn van hooggeïoniseerde atomen. De belangrijkste lijnen zijn de

rode lijn van [Fe X] $\lambda = 6347.51$ Å
groene lijn van [Fe XIV] $\lambda = 5303.86$ Å
gele lijn van [Ca XV] $\lambda = 5694.42$ Å.

Hieruit volgt dat de korona een zeer hoge temperatuur moet hebben ($T \sim 10^6 - 2.10^6$ K).

De temperatuur van de korona is tengevolge van haar inhomogene struktuur niet overal gelijk. Boven aktieve gebieden meet men meestal de hoogste temperaturen. Daar vindt men soms zeer sterk de gele koronalijn.

Er zijn vier onafhankelijke methoden om de temperatuur te bepalen.

a. Uit de dichtheidsverdeling m.b.v. de barometrische hoogteformule en onder de veronderstelling dat de korona isotherm is.

$T \geq 1.7\ 10^6\ {}^oK$.

Voor een atmosfeer in hydrostatisch evenwicht geldt voor de drukgradiënt

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{GM_\odot}{r^2} n(r)\, \mu ,$$

waarin $n(r)$ de dichtheid der elektronen en protonen, μ de gemiddelde massa en $p = 2\ nkT$ de totale gasdruk. $p = p_e + p_i = n_e kT + n_i kT = 2\ nkT$. Hieruit volgt voor een isotherme atmosfeer

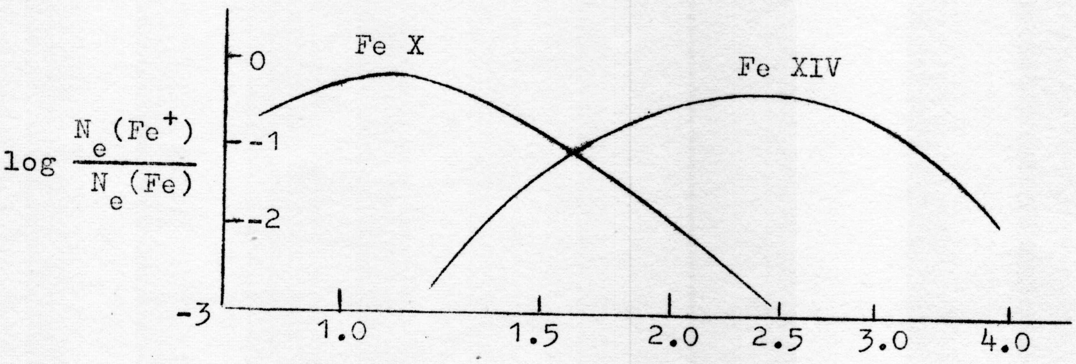
$$T = - \frac{\mu\, GM_\odot}{2\ kr^2} \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right)^{-1} .$$

b. Uit de breedte van de koronalijnen na korrektie voor turbulente bewegingen

$1.7\ 10^6 < T < 3.7\ 10^6\ {}^oK$.

c. Uit de intensiteitsverhoudingen van de verboden lijnen en de theorie van het <u>ionisatie evenwicht</u>.

Zo geldt bijvoorbeeld voor Fe X - Fe XIV dat Fe X emissie maximaal is voor $T_e = 1.1\ 10^5\ {}^oK$ en Fe XIV emissie maximaal is voor $T_e = 2.4\ 10^5\ {}^oK$.



Uit de intensiteitsverhouding is het aantal deeltjes in de desbetreffende ionisatietoestand te bepalen en daaruit weer de temperatuur.

d. Uit de intensiteit van de thermische radiostraling (<u>vrij-vrij overgangen</u>) in het meter, decimeter en centimeter gebied.